

С 345e4
Д 183

11/IV-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9 - 3181



В.И. Данилов, В.Б. Мухина, А.Н. Сафонов

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ СИНХРОЦИКЛОТРОНА
С ЦЕЛЮ УВЕЛИЧЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ
ФОКУСИРОВКИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

Р9 - 3181

4903/1 нр

В.И. Даннлов, В.Б. Мухина, А.Н. Сафонов

**ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ СИНХРОЦИКЛОТРОНА
С ЦЕЛЮ УВЕЛИЧЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ
ФОКУСИРОВКИ**

Объединенный институт
ядерной физики
БНТ НАН Беларуси

Одним из факторов, ограничивающих ток пучка в синхроциклотроне, является большая величина пространственного заряда, создаваемого сгустком ускоренных частиц вблизи ионного источника. В этой части ускорителя до $R = 10$ см силы кулоновского растапливания частиц в пучке могут превышать силы магнитной фокусировки. Чтобы уменьшить в этой области потери частиц, необходимо создать дополнительные силы, фокусирующие пучок в вертикальном направлении. Одним из возможных путей создания дополнительных фокусирующих сил является осуществленный на синхроциклотроне ОИЯИ вариант электростатической фокусировки при помощи электродов, расположенных против дуанта вблизи центра ^{1/1}.

В данной работе рассматривается несколько вариантов увеличения фокусировки формированием магнитного поля вблизи центра ускорителя.

В качестве первого варианта было рассмотрено увеличение спада магнитного поля синхроциклотрона ОИЯИ в центральной области. Увеличение спада магнитного поля можно получить при помощи пары кольцевых шимм, расположенных симметрично относительно медианной плоскости (рис. 1).

Параметры кольцевых шимм, обеспечивающих увеличение спада, находились путем расчета магнитного поля, создаваемого шиммами, по формуле ^{1/2/}:

$$B_z(r) = 4\pi M \Delta R \cdot R_{\text{ср}} \left\{ \frac{h_1 E_0(a_1)}{[(r-R)^2 + h_1^2] \sqrt{(r+R)^2 + h_1^2}} \right\}, \quad (1)$$

где $B_z(r)$ [тл] - индукция магнитного поля в плоскости $z = 0$;

M [тл] - намагниченность образца по оси z (магнитный момент единицы объема);

$R_{op}[M]$ - средний радиус шимм;

$\Delta R = R_k - R_{op}[M]$ - радиальный размер шимм;

$h_1[M]$ - расстояние от плоскости $x = 0$ до шимм;

$\Delta h[M]$ - высота шимм.

В расчете принималось, что

$$4\pi M = 2,1 \text{ тл} - \text{ для случая } R_{op} \gg \Delta R$$

$$4\pi M = 1,7 \text{ тл} - \text{ для тонких шимм.}$$

В значительной мере параметры кольцевых шимм определялись существующей геометрией ионного источника, так как предполагалось закрепить их на крышках вакуумной камеры.

С учетом этого требования были определены следующие размеры кольцевых шимм:

$$\begin{aligned} R_{op} &= 17,4 \text{ см}; & \Delta R &= 3,7 \text{ см} \\ h_2 &= 29,8 \text{ см}; & \Delta h &= 2,5 \text{ см} (1,9 \text{ см}). \end{aligned}$$

На рис. 2 приведены кривые спада магнитного поля синхротрона до и после установки кольцевых шимм. На том же рисунке показана изменение коэффициента неоднородности магнитного поля μ в зависимости от радиуса для этих случаев. Видно, что существенное увеличение μ имеет место на радиусах, больших 15 см, однако, в центре ускорителя до $R = 5$ см магнитная фокусировка практически не изменилась.

В последующем появилась необходимость понизить частоту, при которой происходит захват ионов в ускорение, поэтому высота шимм Δh была уменьшена с 2,5 до 1,9 см.

На рис. 3 показана зависимость тока на пробник на $R = 30$ см от магнитного поля. Из рисунка видно, что при рабочем значении магнитного поля (1,873 тл) заметного увеличения интенсивности не произошло, однако, при меньшем значении поля, что соответствует большему значению производной частотной программы, интенсивность больше.

В качестве второго варианта увеличения магнитной фокусировки в центральной области рассматривалась возможность применения магнитного поля, создаваемого шиммами Томаса^{/3/}.

При движении заряженных частиц в магнитном поле с азимутальной вариацией на частицы действует вертикальная фокусирующая сила, действие которой можно оценить с помощью соответствующего коэффициента неоднородности^{x)}

x) Без учета среднего поля шимм, создающих пространственную вариацию магнитного поля.

$$\mu_T = \frac{1}{2} \epsilon^2, \quad (2)$$

где ϵ - глубина вариации.

Для оценки возможностей создания дополнительных фокусирующих сил в центральной области синхротрона было рассчитано несколько вариантов магнитного поля, создаваемого трехлепестковыми шиммами (рис. 4). Расчет поля для полубесконечных по вертикали шимм производился по следующей формуле^{/4/}

$$B_z = 8M \frac{\sin \frac{Na}{2}}{\pi r^{3/2}} \cos \beta(r') \int_{R_H}^{R_k} \left[-\frac{d}{dx} Q_{m-\frac{1}{2}}(x) \right] \frac{h_1(r')}{\sqrt{r'^2}} dr', \quad (3)$$

где N - число пар лепестков;

$\alpha = \beta$ - угловой растрвор шимм;

$Q_{m-\frac{1}{2}}(x)$ - сферическая функция Лежандра Π -го рода от аргумента.

$$x = \frac{[h_1(r')]^2 + r^2 + r'^2}{2rr'};$$

r' - текущий радиус шимм;

r - радиус точки наблюдения;

h_1 - расстояние от шиммы до плоскости $x = 0$;

M - намагниченность шимм.

На рис. 5 приведены зависимости амплитуды вариации магнитного поля от радиуса для четырех вариантов трехлепестковых шимм.

Угловой растрвор шимм выбран равным 60° . Остальные параметры шимм приведены на рис. 5 и 7, при этом следует иметь в виду, что $\Delta h = h_2 - h_1$ - толщина шимм по вертикали^{x)}.

Выбор числа пар $N = 3$ обусловлен тем, что в этом случае вертикальные фокусирующие силы от пространственной вариации имеют наиболее крутой рост на малых радиусах.

При использовании числа пар шимм, больших трех ($N > 3$), амплитуда вариации магнитного поля будет меньше по величине, ее рост на малых радиусах будет еще медленнее, чем соответствующее возрастание с радиусом амплитуд вариаций, показанных на рис. 5.

x) Магнитное поле шимм конечной высоты Δh находится как разность полей полубесконечных шимм, расстояние которых от средней плоскости h_1 и h_2 соответственно.

Расстояние между шиммами в двух вариантах было выбрано равным апертуре дуанта ($h_1 = 6$ см), так как экспериментально было установлено, что интенсивность пучка уменьшается, если расстояние между конусами ионного источника сделать меньше апертуры дуанта. При этом несмотря на большое отличие толщин шимм и их конечных радиусов, амплитуды вариации отличались лишь в 2-4 раза на радиусах $r \leq 8$ см. Две остальные кривые (рис. 5) определяют зависимость амплитуды вариации от радиуса при уменьшенном зазоре между шиммами ($h_1 = 4$ и $h_1 = 1$ см) при толщине шимм $\Delta h = 1$ см.

Так как вертикальная фокусировка зависит также от спада среднего значения магнитного поля, для варианта $h_1 = 4$ см, $h_2 = 5$ см и $R = 12$ см было рассчитано поле, создаваемое сплошными дисками с диаметром, равным диаметру трехлепестковых шимм, и толщиной наполовину меньшей. На рис. 6 представлена зависимость среднего магнитного поля синхроциклотрона от радиуса при наличии пары трехлепестковых шимм (рис. 4), а также для сравнения - поле, существующее в центральной области синхроциклотрона. Следует отметить, что применение круто падающей кривой 2 (рис. 6) для целей фокусировки и ускорения ионов в синхроциклотроне представляет определенную трудность, связанную с созданием в этом случае специальной программы изменения частоты генератора во времени.

Зависимости коэффициента неоднородности от радиуса для среднего значения магнитного поля (n_{cp}) и для магнитного поля типа Томаса (n_T) показаны на рис. 7.

Из приведенных кривых видно, что n_T не только значительно меньше n_{cp} в области малых радиусов, но меньше в несколько раз значения n , используемого в синхроциклотроне ОИЯИ.

Таким образом, в синхроциклотронах, в которых используются источники ионов открытого типа, нецелесообразно на малых радиусах использовать магнитное поле с пространственной вариацией для увеличения вертикальной фокусировки, так как не удается обеспечить достаточно большую амплитуду вариации без значительного уменьшения расстояния между шиммами, что само по себе приведет к уменьшению интенсивности. Поэтому были рассмотрены различные варианты формирования аксиально-симметричных магнитных полей с большим спадом. Для этого было рассчитано магнитное поле от цилиндрических стальных втулок с

размерами: $h_1 = 10$ см; $h_2 = 16$ см; $R_1 = 2,5$ см и $R_2 = 4$ см, а также от дополнительных колец: $R_1 = 2$ см; $R_2 = 2,5$ см; $h_1 = 10$ см; $\Delta h = 1$ см (рис. 8).

Поле рассчитывалось по следующей формуле^{/2/}:

$$B_z(r) = 4\pi M \Psi(r, R, h) \Big|_{R_1 h_1}^{R_2 h_2} = 4\pi M \{1 - \kappa [\Lambda_0(\alpha, \beta) + \Lambda_0(\alpha, \beta_1) + \frac{\kappa^2}{P} F_0(\alpha)]\}, \quad (6)$$

где $R_2 - R_1 = \Delta R$, $h_2 - h_1 = \Delta h$ - радиальная протяженность и высота шимм соответственно;

h_1 - расстояние от шиммы до плоскости $z = 0$;

r - текущий радиус;

$E_0(\alpha)$ - нормированный эллиптический интеграл 1-го рода;

$\Lambda_0(\alpha, \beta)$ - функция двух переменных, связанная с эллиптическим интегралом 3-го рода.

Параметры α , β , β_1 , $\frac{\kappa^2}{P}$ определялись из соотношений:

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= \sqrt{\frac{4Rr}{(r+R)^2 + h^2}}; & \sin \beta &= \frac{\sqrt{(R+r)^2 + h^2}}{\sqrt{r^2 + h^2} + R} \\ \sin \beta_1 &= \frac{\sqrt{r^2 + h^2} - R}{\sqrt{(r-R)^2 + h^2}}; & \frac{\kappa^2}{P} &= \frac{2Rh}{\sqrt{(r+R)^2 + h^2} (\sqrt{r^2 + h^2} + R)}. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис. 9 показаны зависимости магнитного поля и коэффициента неоднородности n от радиуса (кривые 2 и 3) для этих втулок.

Такие втулки были изготовлены и установлены на ионном источнике. Однако при проведении эксперимента увеличения интенсивности не наблюдалось, что можно, по-видимому, объяснить изменением условий работы ионного источника.

Действительно, в синхроциклотронах отсос ионов в процесс ускорения происходит в области, примыкающей к медианной плоскости, где вертикальная составляющая напряженности магнитного поля вдоль оси z достигает минимума, а осцилляция электронов и протонов в плазменном столбе ионного источника происходит в поле, возрастающем от медианной плоскости.

При наличии железных втулок в ионном источнике распределение z -составляющей напряженности имеет вид, показанный на рис. 10, кривая 2.

Как видно из этого рисунка, вместо растущего магнитного поля по обе стороны от медианной плоскости имеет место поле, в котором меняется знак $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ вдоль плазменного столба ионного источника.

Кроме того, в этом случае резонансные условия для захватываемых из источника протонов существуют только вблизи медианной плоскости, так как перепад поля в апертуре дуанта составляет 0,060 тл. Верхней частоте ускоряющего напряжения $f_{\text{верх}} = 26,0$ Мгц соответствует поле $B_z = 1,7034$ тл. Это означает, что при поле большем, чем это значение, резонансные условия могут не выполняться и ускорение отсутствовать. В экспериментах максимальная интенсивность пучка получалась при поле в центре $B_z = 1,684$ тл. Таким образом, диапазон полей, при которых возможен захват, равен 0,010 тл, что соответствует высоте пучка 4 см (± 2 см от медианной плоскости), как это видно из рис.10. Следует иметь в виду, что по мере удаления от медианной плоскости захват ионов уменьшается с возрастанием B_z , так как в этом случае уменьшение производной $\frac{d\omega}{dt}$ на захвате вызывает сужение области фазовой устойчивости^{/5/}.

Этим фактором, наряду с увеличением магнитной фокусировки и уменьшением высоты пучка при наличии втулок, можно объяснить малое влияние на интенсивность электростатической фокусировки (рис. 11).

На рис. 9 показана зависимость магнитного поля от радиуса при наличии стальных цилиндров высотой 16 см, расположенных на крышках камеры (см. рис.8). Эти цилиндры и могут обеспечить хороший спад магнитного поля без резкого изменения $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ вдоль оси z (рис. 10, кривая 3), а перепад поля в апертуре дуанта составляет только 0,02 тл, что не приведет к большому уменьшению высоты захватываемого пучка. Однако использование таких цилиндров потребует коренной переделки существующего ионного источника. Следует также отметить, что магнитные силы на малых радиусах (до 2 см) могут быть меньше других вертикальных сил (дополнительная электростатическая фокусировка, фокусировка от смещения на дуанте^{/6/} и от в.ч. ускоряющего поля). Кроме того необходимо учитывать влияние изменения спада магнитного поля на ширину области частот захвата. Этот вопрос изучался в работе^{/5/}, где было показано, что при рабочем значении производной частотной программы увеличение спада магнитного поля приводит к небольшому сужению диапазона частот захвата. Однако при увеличении производной частотной программы в 3 раза увеличение спада магнитного поля приведет к увеличению диапазона частот захвата, что согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3). Однако при существующем вариаторе частоты получить такое увеличение производной частотной про-

граммы на захвате без уменьшения магнитного поля (и, следовательно, конечной энергии) весьма затруднительно^{/7/}. Эти соображения необходимо учитывать при рассмотрении вопроса об увеличении магнитной фокусировки в центре синхротрона с целью увеличения интенсивности.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Б.Н. Марченко, Э.А. Полферов, А.Н. Сафонов, А.В. Шестов. Увеличение тока внутреннего пучка синхротрона ОИЯИ введением дополнительной электростатической фокусировки. Препринт ОИЯИ Р-1853, Дубна 1984.
2. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Формирование аксиально-симметричных магнитных полей. Препринт ОИЯИ Р-344, Дубна 1959.
3. Thomas L.H. Phys. Rev., 54, 580-598 (1938).
4. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Формирование периодических магнитных полей с помощью криволинейных шимм. Препринт ОИЯИ Р-409, Дубна 1959.
5. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов, А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов. Расчет начальной области устойчивых фазовых колебаний в синхротроне. Препринт ОИЯИ, Р-1448, Дубна, 1963.
6. В.И. Данилов, И.В. Пузынин, А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов. Ограничение тока пучка пространственным зарядом в синхротроне ОИЯИ Р-2812, Дубна 1966.
7. Б.И. Замолодчиков, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов. Об оптимальных условиях захвата в шестиметровом синхротроне. Препринт ОИЯИ Р-720, Дубна, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1967 г.

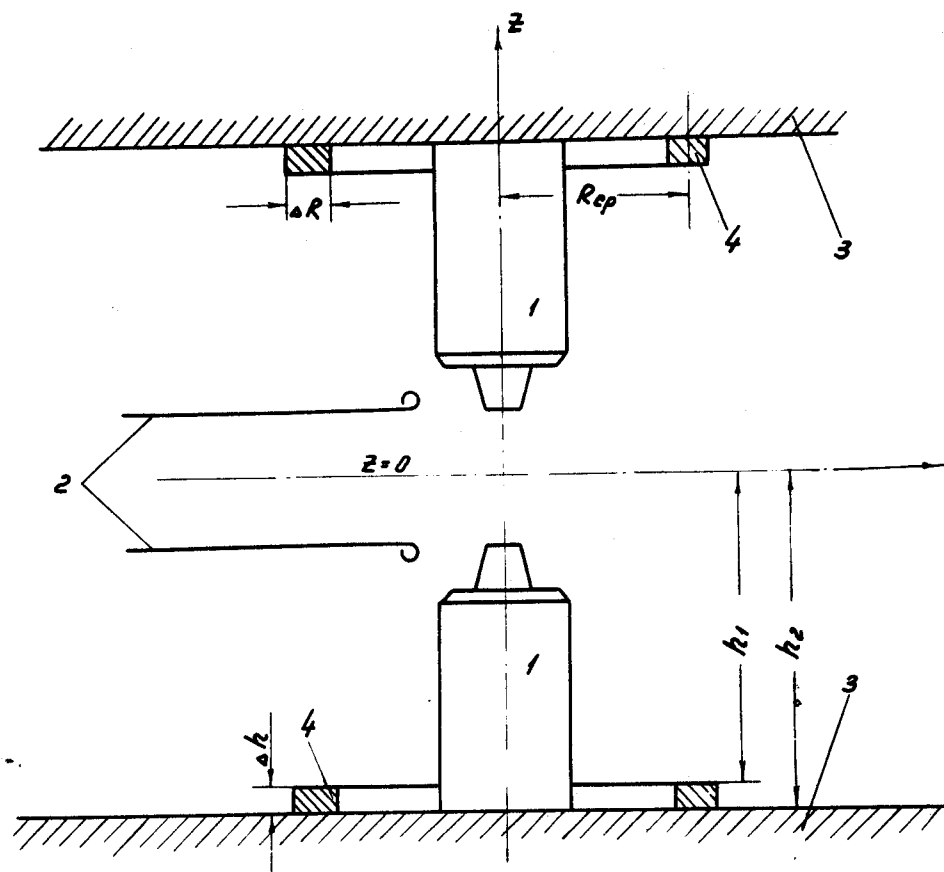


Рис.1 Схема расположения кольцевых шимм:

1- ионный источник, 2- дуант, 3- крышки
ускорительной камеры, 4- шиммы.

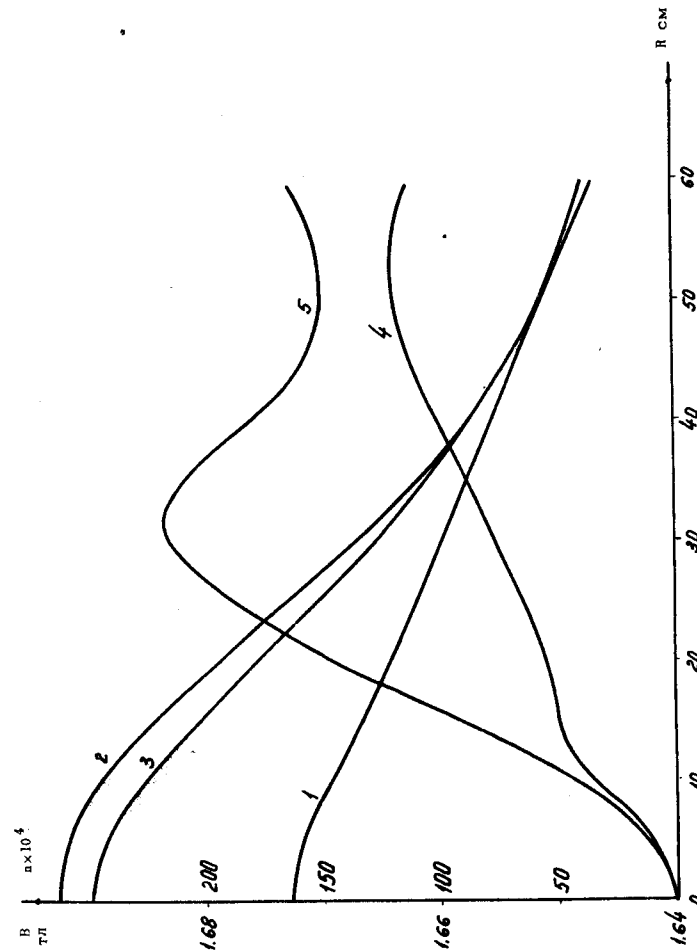


Рис.2 Зависимость магнитного поля и коэффициента неоднородности

от радиуса

- 1 - $B = f(R)$ без колец
- 2 - $B = f(R)$ с кольцами $\Delta h = 2,5$ см.
- 3 - $B = f(R)$ с кольцами $\Delta h = 1,9$ (измеренная)
- 4 - $n = f(R)$ без колец
- 5 - $n = f(R)$ с кольцами $\Delta h = 2,5$ см.

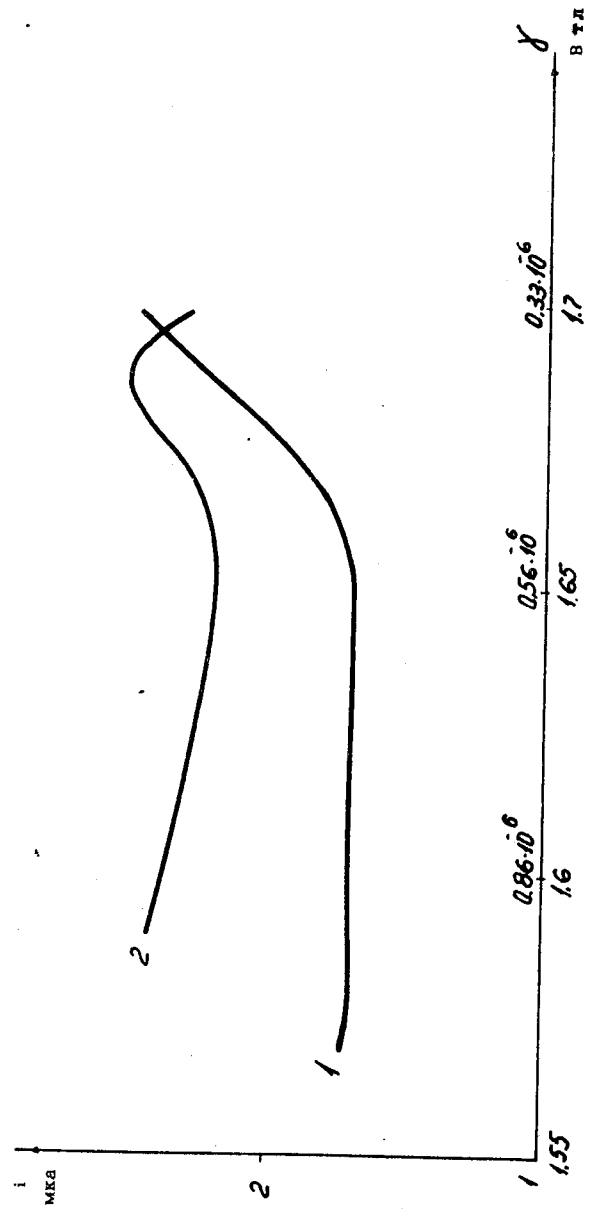


Рис.3 Зависимость тока пучка синхроциклотрона на $R=30\text{см}$.
от магнитного поля в центре.
1 - без колец, 2 - с кольцами.

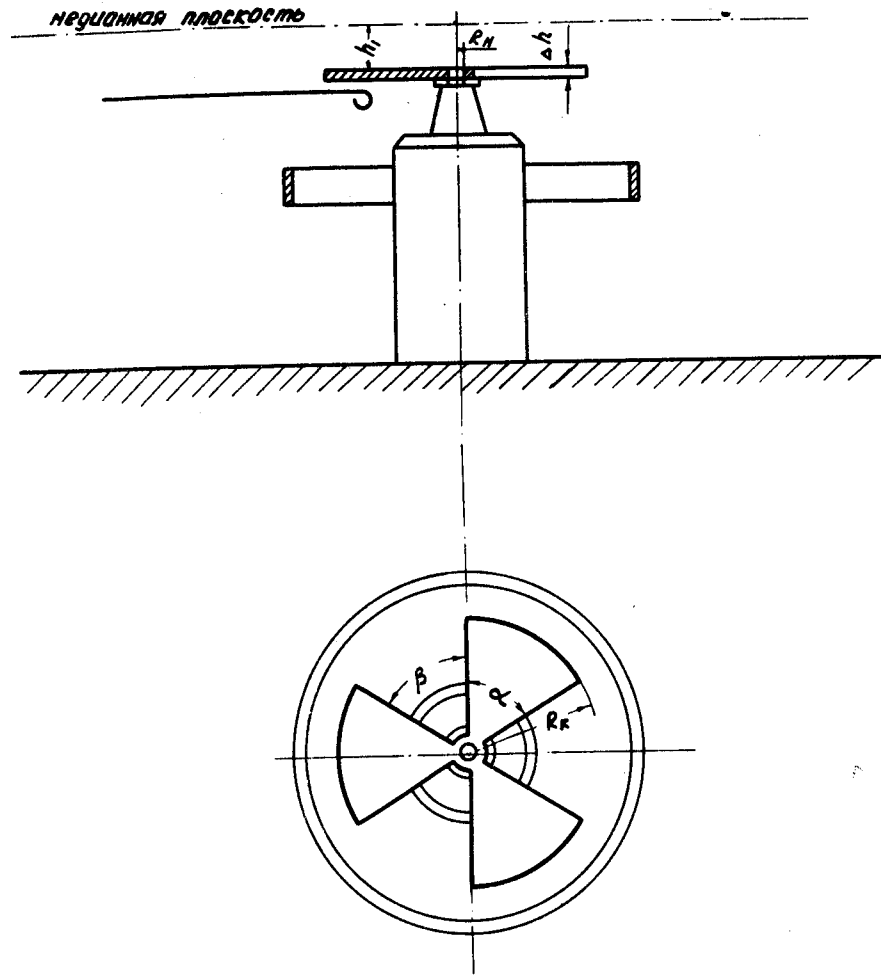


Рис.4 Расположение шимм для создания фокусирующего магнитного поля с азимутальной вариацией.

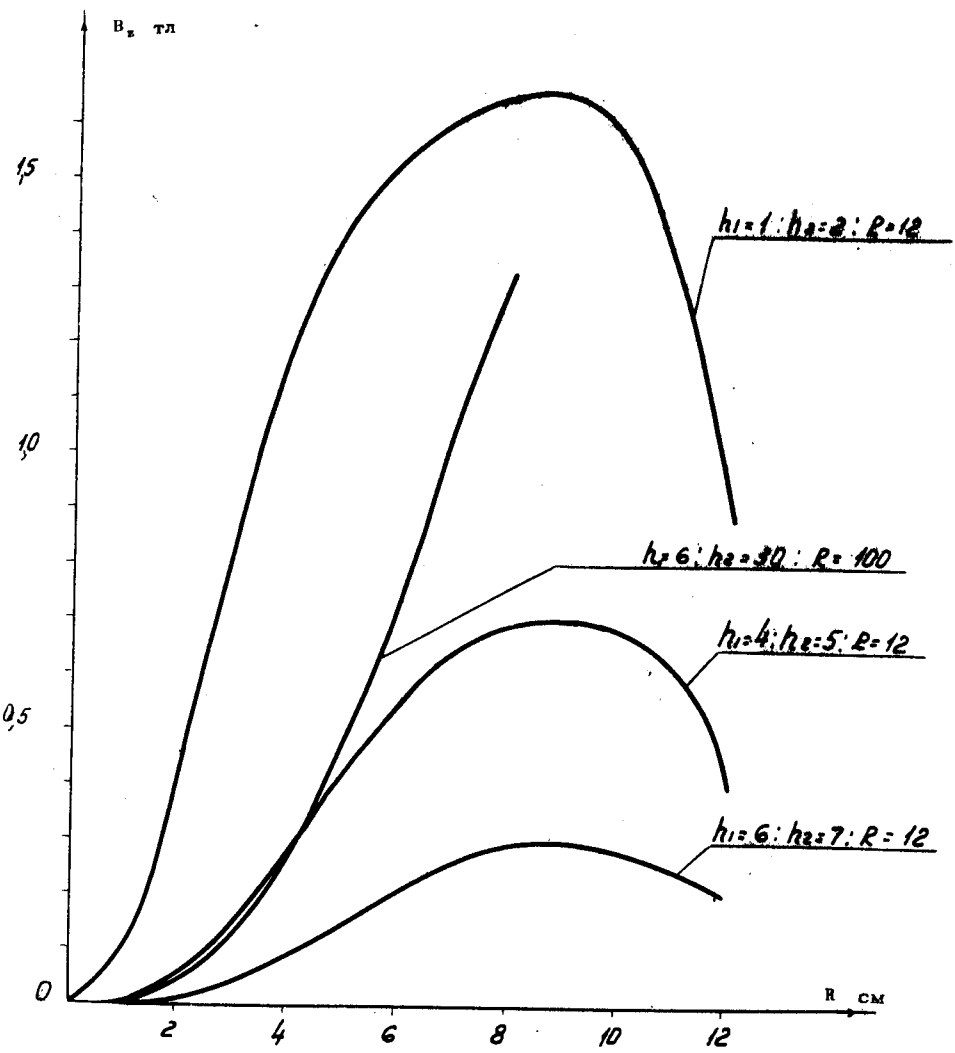


Рис.5 Зависимость амплитуды вариации магнитного поля от радиуса.

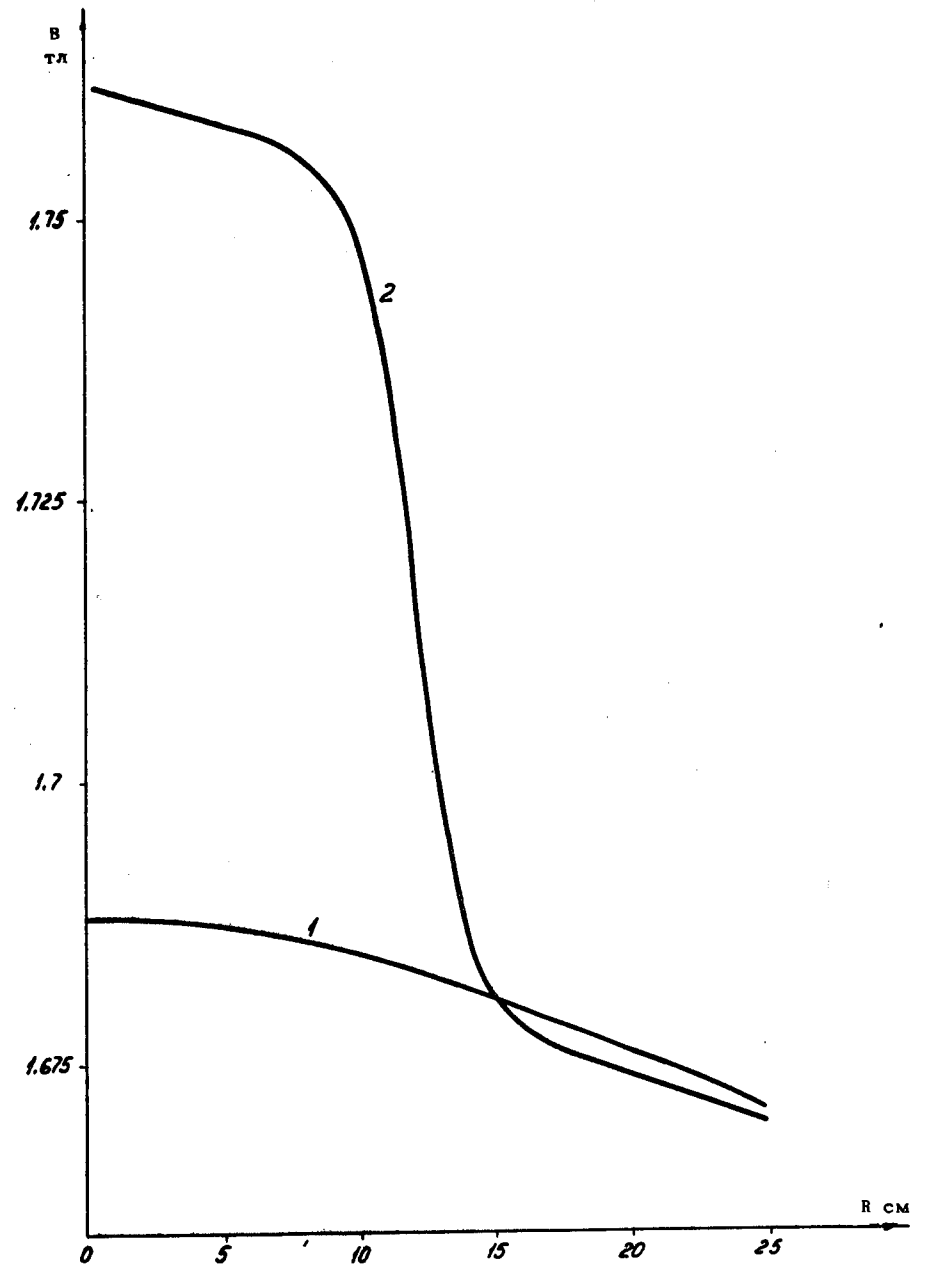


Рис.6 Зависимость магнитного поля от радиуса.

- 1- с кольцами на крышках камеры
- 2- с шпильками Томаса (среднее значение)

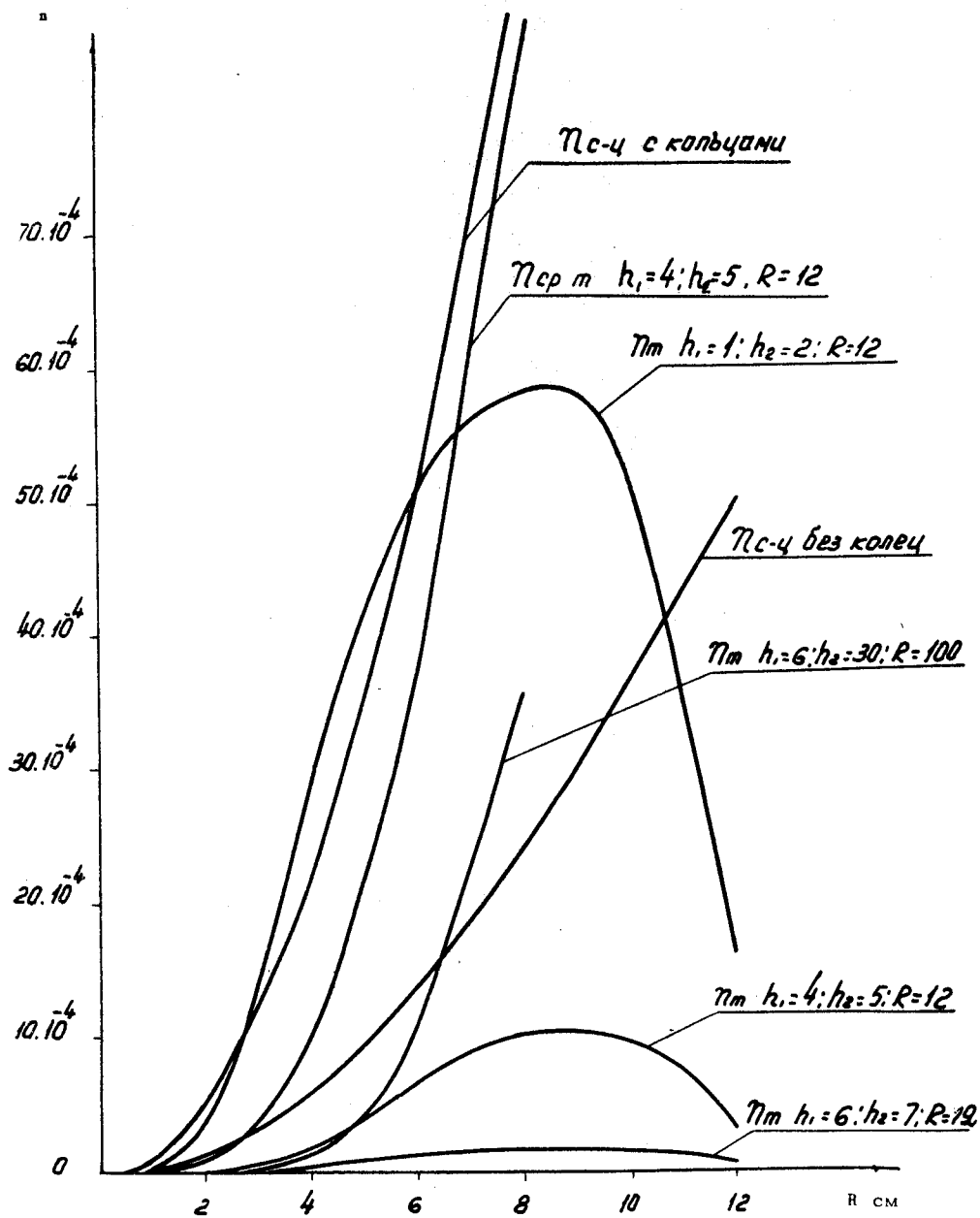


Рис.7 Зависимость коэффициента неоднородности n от радиуса.

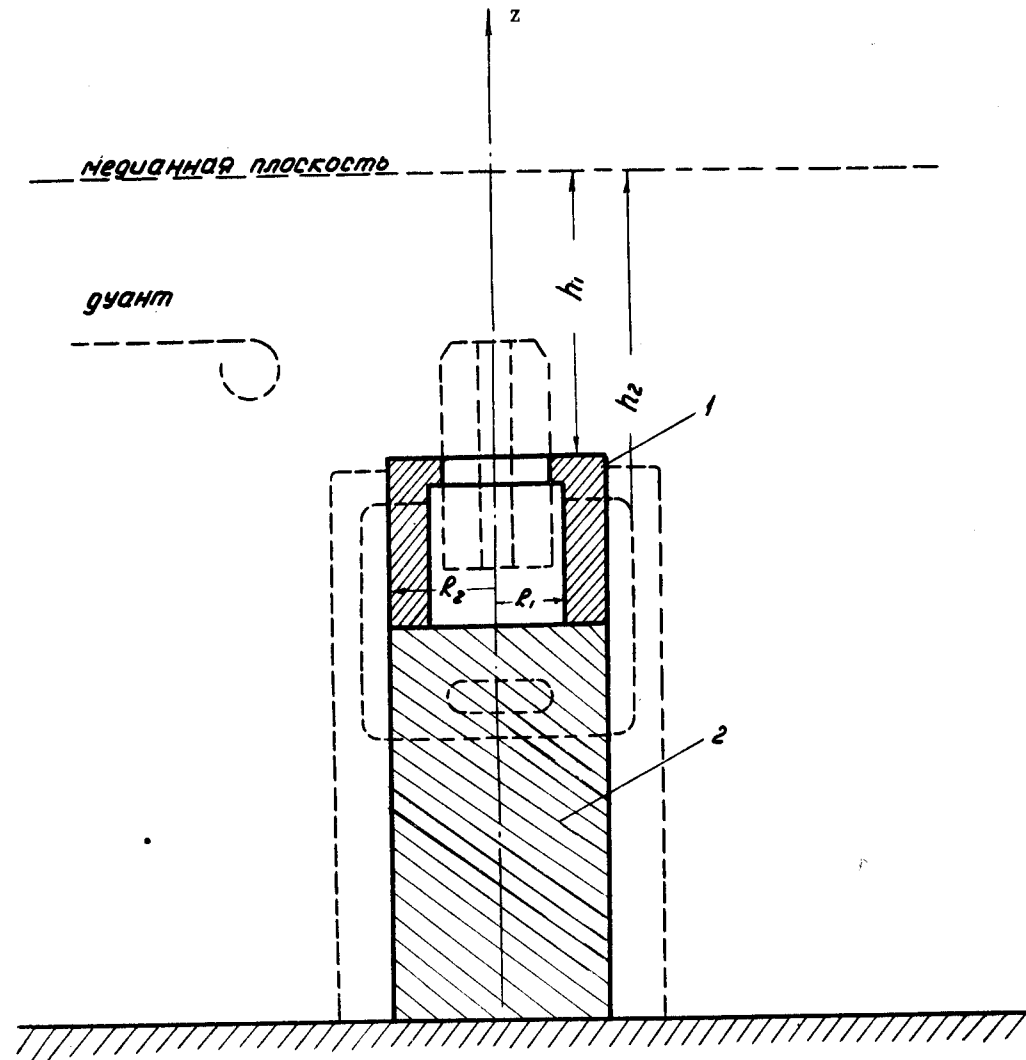


Рис.8 Схема расположения стальных бтулок (1) и цилиндров (2), обеспечивающих увеличение спада магнитного поля в центральной области. Пунктиром показаны контуры существующего ионного источника.

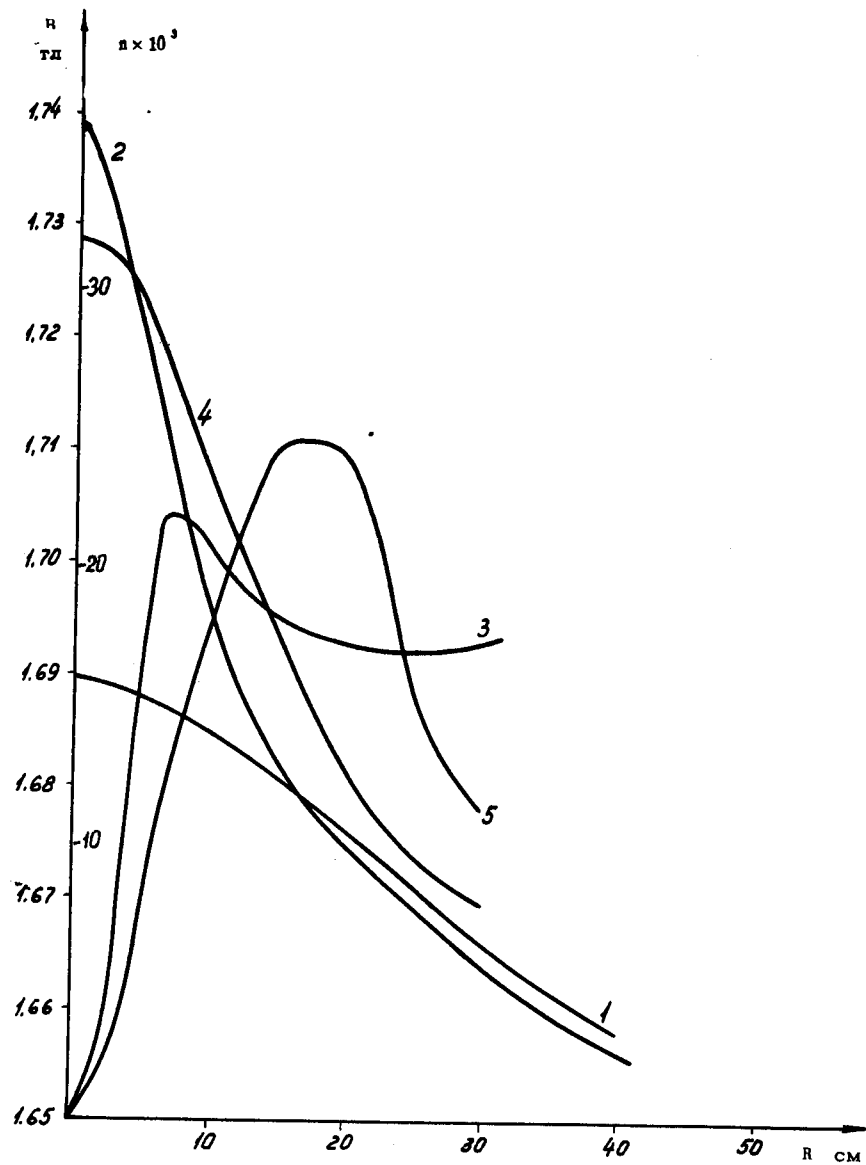


Рис. 9 Зависимость магнитного поля и коэффициента неоднородности от радиуса.

- 1- $B=f(R)$ - с кольцами высотой 19 мм.
- 2- $B=f(R)$ - со стальными втулками на Ц-Ц
- 3- $n=f(R)$ - со стальными втулками на ионном источнике
- 4- $B=f(R)$ - со стальными цилиндрами в центре
- 5- $n=f(R)$ - со стальными цилиндрами в центре

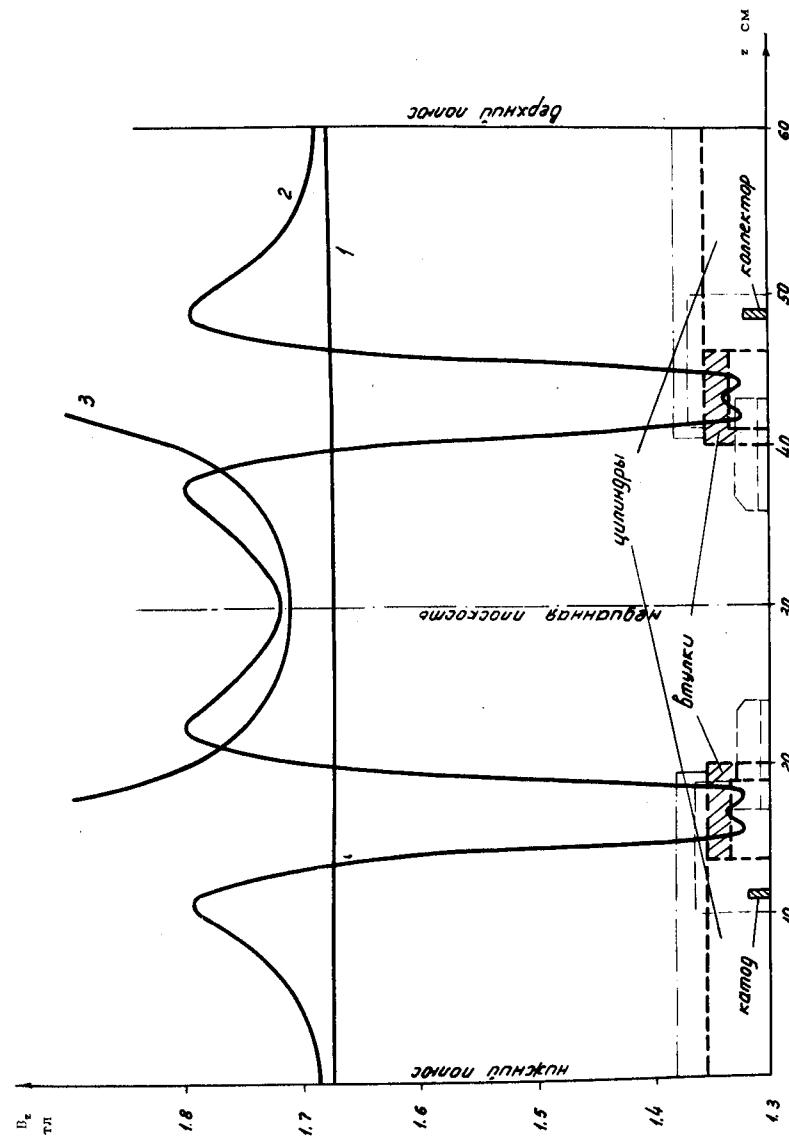


Рис. 10 Зависимость B_z от z при $R=0$
 1 - для осевого поля синхроциклотрона, 2 - при наличии втулок, 3 - с цилиндрами на полюсах.

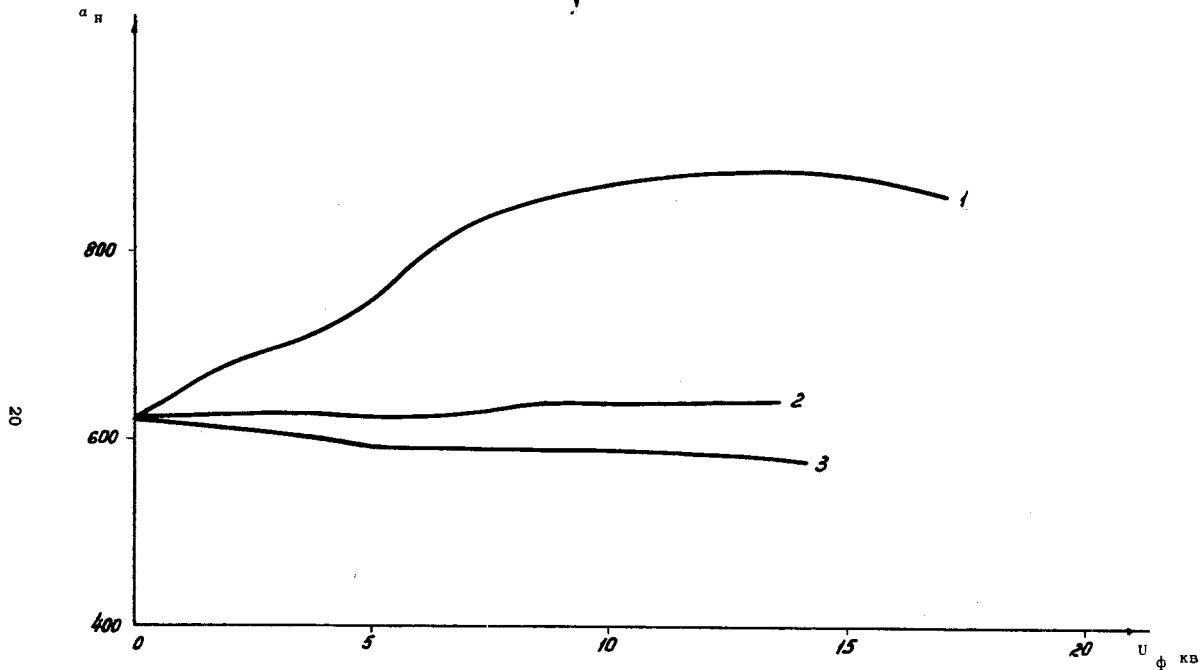


Рис.11 Зависимость интенсивности от напряжения на фокусирующих электродах.

- 1 - без стальных втулок в ионном источнике.
- 2 - при наличии втулок, отрицательная полярность U_{ϕ} .
- 3 - при наличии втулок, положительная полярность U_{ϕ} .